



TITLE:

二次元物体から放射されるエオルス音の特性 (オイラー方程式の数理解析: 渦運動と音波150年)

AUTHOR(S):

藤田, 肇

CITATION:

藤田, 肇. 二次元物体から放射されるエオルス音の特性 (オイラー方程式の数理解析: 渦運動と音波150年). 数理解析研究所講究録 2010, 1697: 16-30

ISSUE DATE:

2010-07

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/141676>

RIGHT:

二次元物体から放射されるエオルス音の特性

日本大学・総合科学研究所

藤田 肇 (Hajime Fujita)
Research Institute of Science
Nihon University

1. 緒言

1.1 歴史的背景

風の強い時に電線がヒューヒューと鳴る現象は、紀元前から知られており、いつしかエオルス音と呼ばれるようになった。エオルスはギリシャ神話の風の神とされているが、風の神はアネモイたち（東・西・南・北・北東・南東・北西・南西の 8 神）であり、エオルスはアネモイたちの主であるという説もある。

旧約聖書に述べられているダヴィデ王（950BC 頃）は Kinnor と呼ばれる竪琴[1]を木につるして、夜風で鳴るのを楽しんだといわれている。エオルス音の初期の研究経過やエピソードについては、Zdravkovich の書[2]に詳しく述べられている。ギリシャ時代には風を利用して音を出す「エオルス琴」が実用化されていたらしい。ドイツ人の Athanasius Kircher (1602–1680) は、エオルス琴について初めて記述を残し[3][4]、琴を再現した。エオルス琴は現在でも製作されており、その音を聴き、注文することもできる[5]。図 1 は筆者が購入したエオルス琴である。

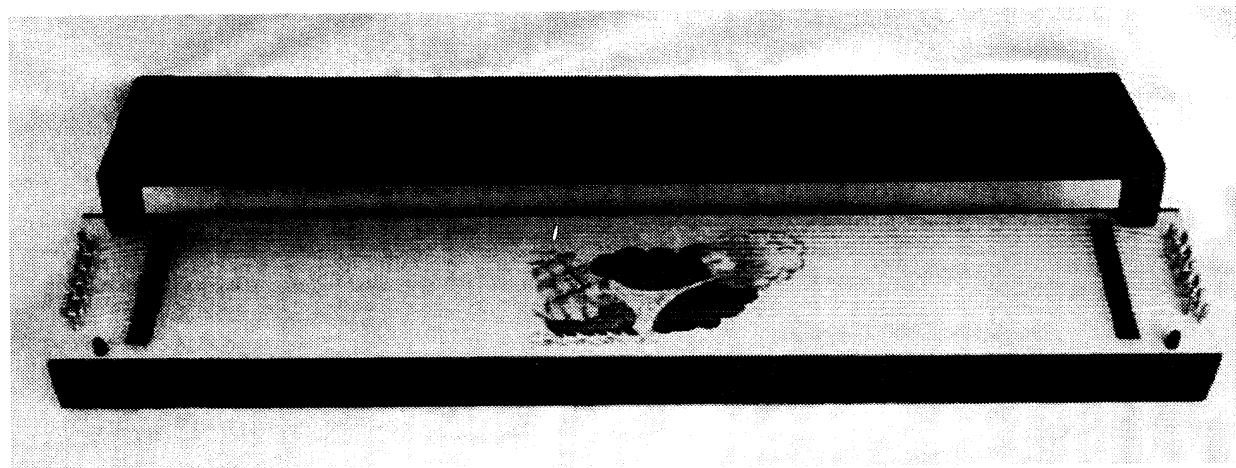


図 1 現代のエオルス琴

風による音の発生現象はよく知られていたのだが、その発生メカニズムは知られていなかったようで、ヴァイオリンの弓が弦を摩擦して音を出すように、風が弦を摩擦して振動を起し、音が発生すると思われていたらしい。エオルス音を初めて科学的に研究した Strouhal [6] も同様な誤解をしていたようで、この音を「摩擦音」(reibungstone)と呼んでいる。エオルス音の特性はその周波数とピークレベルで表され、騒音のみならず、流体加振による振動制御の研究にとっても重要なものである。

エオルス音の周波数特性は、Strouhal [6]の実験と von Karman の理論[7][8]により解明されたが、カルマンがその着想を得たのはイタリアのある寺院にあったフレスコ画（聖クリストファが幼児のキリストを抱いて河を渡っている足もとから渦が出ているのが描かれている）とのことである[9]。レオナルド・ダ・ヴィンチも橋げたから渦が出ている様子を自画像とと

もに描いている[2]。

Strouhal [6]は1878年に円柱を先端に取りつけた棒を一定速度で回転させて、円柱の速度 u 、円柱直径 d と発生音の周波数 f の関係を研究し、 c を定数として次の関係を得た。

$$f = c \frac{u}{d} \quad (1)$$

Lord Rayleigh はその著書 “The Theory of Sound” [10] のなかで、この音は、円柱からの流体的な渦の放出によるものであるが、円柱の振動は重要ではないと述べている。Bénard [11] [12] は水槽による可視化実験を行い、渦が交互に後流中に放出されることを明らかにし、この渦がエオルス音の原因であろうと述べている。この渦に von Kármán [7] [8] は安定性理論を適用して、特定の渦の間隔でのみ、渦列が安定であることを証明した。この渦がカルマン渦列と呼ばれるようになったが、Bénard はその発見の優先権を主張したといわれている。式(1)の定数を Strouhal 数と呼ぶよう提案したのは Bénard [13] であるが、それが認められたのは Kovasznay [14] と Roshko [15] がその論文中で Strouhal 数という言葉を使ってからだといわれている[2]。

Strouhal 数は、実際の Karman 渦列の幅 D_w と、移流速度 U_c が分かれば、von Karman の解析によれば

$$St = f \frac{D_w}{U_c} = 0.261 \quad (2)$$

となるはずである。しかし実際の流れでは D_w と U_c は正確には求められないので、物理的直径と主流速度を用いる。したがって Strouhal 数は物体の断面形状と Reynolds 数に依存する。

1.2 空力騒音の工学的的重要性

ジェットエンジンの騒音制御に始まった近代空力騒音制御技術は、欧米では主として航空機が対象であった。しかし日本では車両の高速化、産業機器・家電品の高性能化に伴って重要性を急速に増した。特に1990年代に新幹線高速化に伴う騒音制御研究は、日本における空力騒音研究を活性化する重要な要因となった。最近は数値解析技術の進歩により空力騒音制御の新しい手法が展開されている。

2. 空力音響理論の展開とエオルス音への応用

2.1 基礎的空力音響理論

流れから発生する騒音が問題となったのは、ジェットエンジンが普遍的に実用化された1940年代終わりころである。この頃ジェットエンジン技術でもっとも進歩していたのは英国であった。1950年頃、英国航空局の職員が当時新進気鋭の応用数学者 Lighthill に、ジェットエンジンの低騒音化に関する研究を依頼したのが空力音響理論事始である。Lighthill は期待に応えて参考文献のまったく無いユニークな論文を1952年に書き上げ、流れの乱れから発生する空力騒音を次のように定式化した[16]。

$$p(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi a_0^2} \int \frac{r_i r_j}{r^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} T_{ij}(\mathbf{y}, t - \frac{r}{c}) dv(\mathbf{y}) \quad (3)$$

ここで $p(\mathbf{x}, t)$: 位置 \mathbf{x} での音圧

a_0 : 音速

$T_{ij} = \rho u_i u_j +$ (Lighthill's Acoustic stress tensor)

r : 音源部分から位置 \mathbf{x} までの距離

$r_i r_j / r^2 = \sin \theta \cos \theta$: 4重極音源の指向性

$1/r$: 距離減衰

しかし式(3)を積分することは、当時実験的にも数値的にも困難であり、このままでは実用にならなかった。そこで Lighthill は、実用に供する目的で得られた式を次元解析し、ジェット騒音のパワー I はジェットの平均流速 U とジェット直径 D を用いると

$$I \propto U^8 D^2 \quad (4)$$

という結果を得た。これが有名な Lighthill の速度 8 乗則である。ジェットエンジンの推力 F が、

$$F \propto U^2 D^2$$

とあらわせるので、ジェットエンジンの推力を一定に保ち、直径を大きくし、流速を下げれば騒音が下がることは明確となった。Lighthill が、この最初の論文で実用的な問題を解決してしまったのは驚異的である。

Curle は Lighthill の解の音源に固体壁面を導入し、物体の代表寸法が音波長より短い場合 (Compact surface) 次式を得た [17]。

$$p(\underline{x}, t) = \frac{1}{4\pi a_0} \frac{x_i}{x} \frac{1}{x} \frac{\partial F_i(t - x/a_0)}{\partial t} \quad (5)$$

ここで $p(\underline{x}, t)$: 位置 \underline{x} での音圧

a_0 : 音速

F_i : x_i 方向の流体力

$x_i/x = \cos \theta$: 2 重極の指向性

$1/x$: 距離減衰

物体が翼の様な場合、力 F は揚力と抗力の合成空気力であるが、失速していない翼では一般に揚抗比は大きいので、 F を揚力とみなしてよいであろう。その場合、式(5)は、流体音の発生は物体の揚力変動の時間変化率に比例すると解釈できる。すなわち、物体からの流体音発生の予測は、物体の揚力あるいは空気力の変動を予測することに帰着する。

この場合の速度相似則は、 D を固体面の代表寸法とすると

$$I \propto U^6 D^2 \quad (6)$$

となる。

Fujita ら[18]は、式(5)が有用であることを実験的に示した。

2.2 エオルス音への応用

エオルス音の発生が式(5)に従うものとし、観測点を円柱の真横とすれば、 F_i は円柱の揚力であり、 $x = x_i$ である。円柱直径を D 、揚力変動が全スパン L にわたって同位相ならば、揚力係数を C_L とすれば、

$$F_i(t) = \frac{1}{2} \rho U^2 C_L(t) DL \quad (7)$$

と表される。揚力が正弦波状に変動する場合、

$$\frac{\partial C_L(t)}{\partial t} = \omega C_L(t) \quad (8)$$

と表せる。揚力変動が Karman 渦によって発生するものとする、 St を Strouhal 数とすれば、

$$\omega = 2\pi St U/D \quad (9)$$

なので、

$$\frac{\partial F_i(t)}{\partial t} = \pi U^3 St L C_L(t) \quad (10)$$

となる。従って音圧の2乗平均値は、

$$\overline{p^2(x)} = \frac{\rho^2 U^6 St^2 L^2 C_{LR}^2}{16 a_0^2 x^2} \quad (11)$$

となる。ここで C_{LR} は揚力係数変動の実効値である。しかし実際には揚力変動はスパン方向に完全に同位相ではなく、ある相関長 L_C にわたってのみ同位相である。エオルス音予測のために円柱表面の圧力変動を測定する場合、全表面にわたって同時に測定して揚力変動を求めることは困難であり、部分的な測定から全体の揚力変動を推定する必要がある。そこで円柱上に長さ L_C の互いに無相関な音源が (L/L_C) 個存在すると仮定すると、

$$\overline{p^2(x)} = \frac{\rho^2 U^6 St^2 L L_C C_{LRC}^2}{16 a_0^2 x^2} \quad (12)$$

となる。 C_{LRC} は L_C 程度の長さの局所的な揚力係数変動の実効値である。ここで $L_C = \alpha D$ とすれば、

$$\overline{p^2(x)} = \frac{\rho^2 U^6 St^2 L \alpha D C_{LRC}^2}{16 a_0^2 x^2} \quad (13)$$

と表せる。Phillips [19] は、Reynolds 数 $Re \leq 160$ の場合について、上式の $(\alpha C_{LRC}^2/16)$ を一つのまとめた経験的パラメータとして取り扱い、エオルス音の定量的予測を試みた。相関長さ α については、水槽による流れの可視化実験における円柱スパン方向のフローパターンの周期性から求め、 C_{LRC} については、Kovasznay [14] の熱線による円柱後流速度変動の測定結果から求めている。揚力変動 C_{LR} についてはその後 Gerrard [20] により、 Re が 10^5 のオーダーまで実験的に求められており、 $Re = 10^4 \sim 10^5$ の範囲では、 $C_{LR} = 0.1 \sim 0.6$ 程度である。式(13)によれば、相関長さ α と揚力変動 C_{LR} は独立してエオルス音に影響を与えるので、これをまとめてひとつのパラメータとして扱うのは不適切であろう。どちらがエオルス音の発生に寄与しているのかを調べるのが重要である。

2.3 渦音理論

Curl の理論において、固体面は動かなくとも、圧力変動さえあれば音の放射が計算できる。これに対し、「動かない面が仕事をして音を放射する」のは不自然であるという考えから、真の音源は流れの中の「渦」にあるという「渦音理論」を Powell [21] が提唱し Howe [22] がそれを理論的に完成させた。渦音理論では音源項を

$$\int \text{div}(\omega \times \mathbf{v}) d\mathbf{v}$$

のようにあらわす。ここで ω は渦度ベクトル、 \mathbf{v} は速度ベクトルであり、 $\int d\mathbf{v}$ は音源項の存在する流れの部分の体積積分を表す。この式は Lighthill の式(3)と同様積分が困難なので、当初は有用ではないと思われていた。しかし最近の数値解析の発展で、この音源項を可視化することが可能となり、空力騒音の数値解析の新手法として脚光をあびつつある。

3. 円柱から発生するエオルス音の Reynolds 数依存性

3.1 Reynolds 数領域の分類

円柱回りの流れは、Reynolds 数 Re によっていくつかの領域に分類できる。Karman 渦が安定して放出される $10^3 < Re < 10^5$ の範囲は、境界層が層流剥離をする領域であり、Sub-critical と呼ばれる。エオルス音の実験のほとんどはこの領域のものである。さらに Re が高くなり、円柱表面の境界層が層流剥離から乱流剥離へ変化する遷移領域 ($Re = 10^5 \sim 10^6$ 程度) となると、Karman 渦の放出が非常に不安定となり、Drag crisis と呼ばれる抵抗の急激な減少が見られる。1950 年代まではこの状態が高 Re の極限状態と考えられて、Super-critical 領域と呼ばれた。しかし Roshko [23] によってさらに Re が増加すると境界層は完全な乱流剥離となり、再びカル

マン渦の周期的放出が始まることが発見され、Trans-critical 領域と命名された。この命名には異論が続出し、Super と Trans を入れ換えたり、Post-super-critical という呼び方が提案されたりしているが、ここでは Roshko に従って、Sub→Super→Trans という順序とする。

3.2 Sub-critical から Trans-critical までの変化

飯田ら [24][25]は、吹き出し口断面 500 mm 角の低騒音風洞を用い、直径 40 mm、長さ 500 mm の円柱に圧力センサーを内蔵し、表面圧力変動とエオルス音を同時に $0.5 \times 10^3 < Re < 1.4 \times 10^5$ の範囲で測定を行った。スパン方向に分布した圧力変動のコヒーレンスを測定して相関長さ α を求め、式(13)によりエオルス音のレベルを予測し、実測値との良い一致を得た。相関長さは、従来は可視化による、比較的低 Reynolds 数範囲の実験が多かったが、ここでは円柱表面圧力変動の相関を測定し、 $10^3 < Re < 10^5$ の範囲で、 $\alpha \sim Re^{-0.5}$ という結果を得た。また、Phillips [19] の表記法に従ってまとめたエオルス音レベルも示しており、Sub-critical 領域でのエオルス音の特性を示すものとして普遍的なデータベースとなりうるものであろう。

Fujita ら [26][27]は、鉄道総合技術研究所の大型低騒音風洞（吹き出し口 3 m x 2.5 m、最大風速 110 m/s）に直径 267 mm、長さ 3 m の円柱(表面圧力センサー Kulite XT-190 を 30 個内蔵したもの)を設置し、表面圧力変動とエオルス音を同時に $2.5 \times 10^5 < Re < 2 \times 10^6$ の範囲で測定した。これは、上記 3 領域にまたがるもので、本実験では次のように分類された。

Sub-critical 領域 : $2.5 \times 10^5 < Re < 3 \times 10^5$

Super-critical 領域 : $3 \times 10^5 < Re < 7.5 \times 10^5$

Trans-critical 領域 : $10^6 < Re < 2 \times 10^6$

実験における座標系は、主流方向に x 、主流および円柱軸と直角方向に y 、円柱軸方向に z とする。図 2 に、Fujita ら [26][27]が行った実験の円柱と圧力センサー配置を示す。スパン方向に No.1 から No.17 まで直線上に配置し、中心の円周上に No.18 から No.30 を配置した。図 3 にエオルス音のピークレベルと Strouhal 数 St のレイノルズ数に対する変化を示す。多くのデータがプロットされているのは、時間的な変動を示す。Super-critical 領域で急激にピークレベルが低下し、 St が 0.45 にジャンプする。ピークレベルは $Re = 5 \times 10^5$ で最低となり、その後は速度の 6 乗則以上で増加する。 St は、Trans-critical 領域では 0.2 に戻る。 St に関しては Schewe [28]の報告に一致する。また、ピークレベルが Super 領域で急に減少し、その後増加するのは Schlinker [29]の報告に一致する。

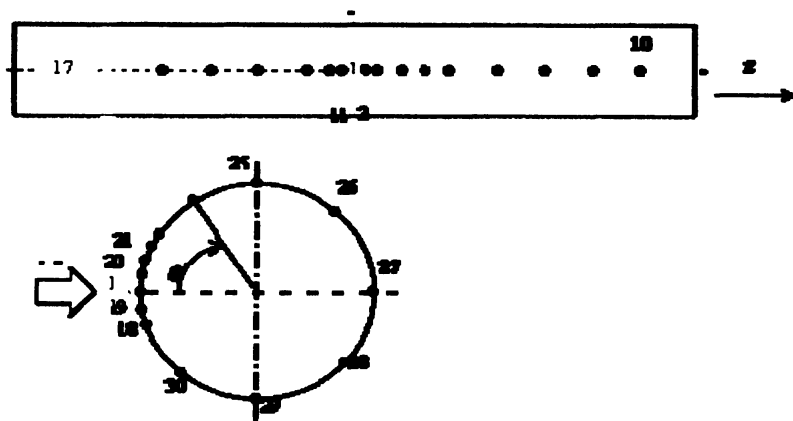


図 2 圧力センサー配置

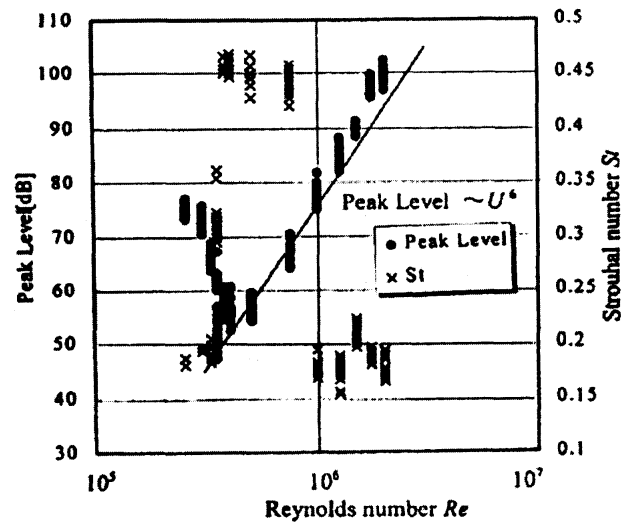


図3 エオルス音ピークレベルと Strouhal 数
(マルチプロットデータは時間的変動を示す)

図4に、エオルス音ピーク周波数における円柱表面圧力変動の周方向分布を、図5に前方よどみ点から 90° におけるスパン方向分布を示す。圧力変動レベルは次式で無次元化している。

$$PFL = \frac{p_s}{(1/2)\rho U^2} \quad (14)$$

ここで、 p_s : 圧力変動の実効値
 U : 主流速度
である。

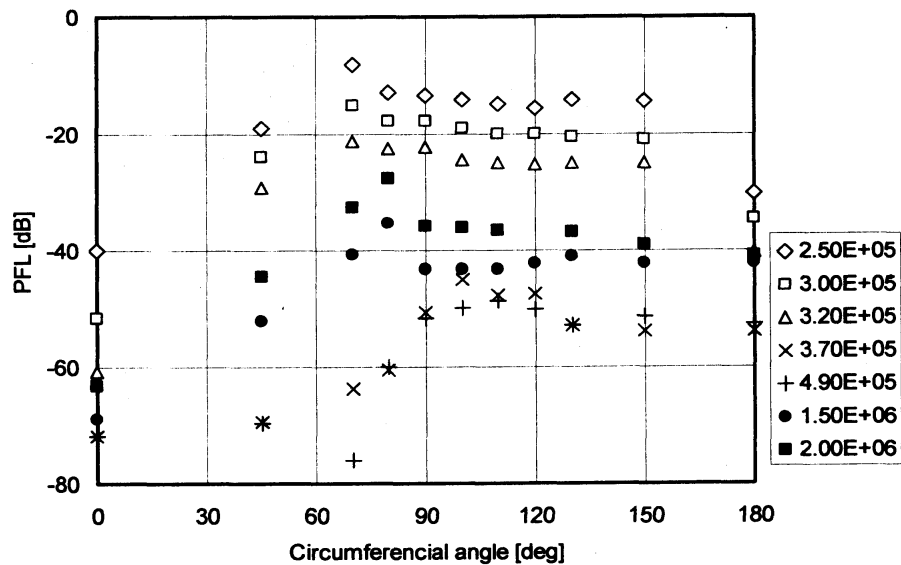


図4 円柱表面圧力変動レベルの周方向分布

図4において、Sub 領域で最も圧力変動レベルの高い 70° 付近で、Super 領域の圧力変動が極端に低下しているのが特徴的である。

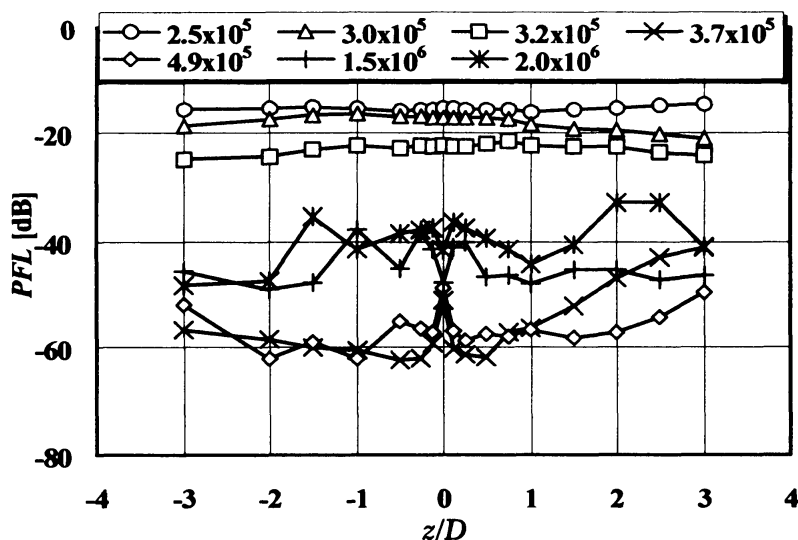


図5 円柱表面圧力変動レベルのスパン方向分布(周方向 90°位置)

図5において、Sub領域ではレベルが高く、スパン方向に一様に分布しているが、Super領域ではレベルが40 dB程度も低下し、分布も一様でない。1< x/D <3の範囲でレベルがやや高い。Trans領域ではレベルは上昇しているが、非一様性が強く現れている。

図6は、表面圧力変動各センサー位置とエオルス音とのコヒーレンスを示す。Sub領域では両端に向かってコヒーレンスがやや低下するものの、高い値を示しており、円柱全体からエオルス音が放射されていることが分る。Super領域では図5でやや高い変動レベルを示した1< x/D <3の範囲でコヒーレンスがかなり高い値を示している。これは、カルマン渦の放出がスパン方向にきわめて局所的にしか発生していないことを示している。Trans領域では、全体的に低いコヒーレンスであり、表面圧力変動とエオルス音の関連性は明確ではない。

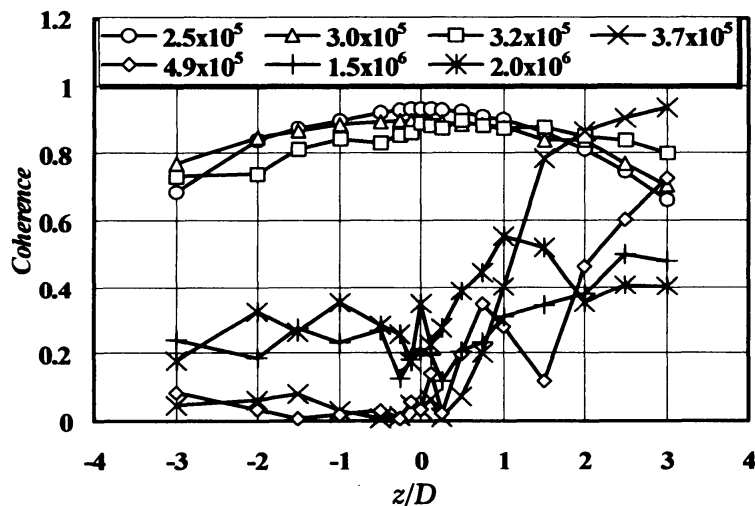


図6 表面圧力変動とエオルス音のコヒーレンス

図7は表面圧力変動のNo.1センサーとスパン方向に分布したセンサー間のコヒーレンス分布を示す。それぞれの Re におけるコヒーレンス分布をガウス分布で近似して、そのインテグラルスケールを表面圧力変動の相関長さとみなしてレイノルズ数に対して表したのが図8

である。Sub 領域の上限付近で相関長さが若干増加することが飯田ら[24]により報告されているが、図 8 では Sub 領域の上限である $Re=3 \times 10^5$ 程度まで増加が続くことを示している。相関長さは Super 及び Trans 領域では急に減少して、円柱直径程度である。

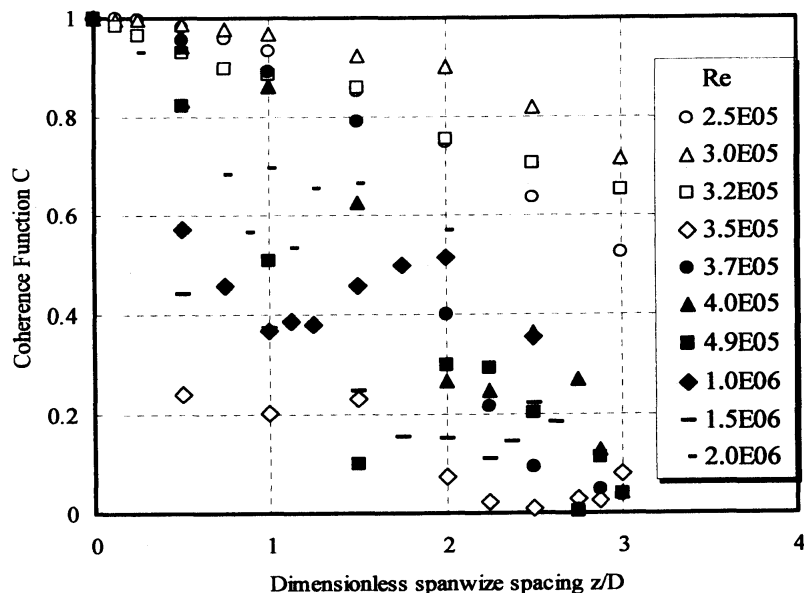


図 7 表面圧力変動のセンサー間コヒーレンス

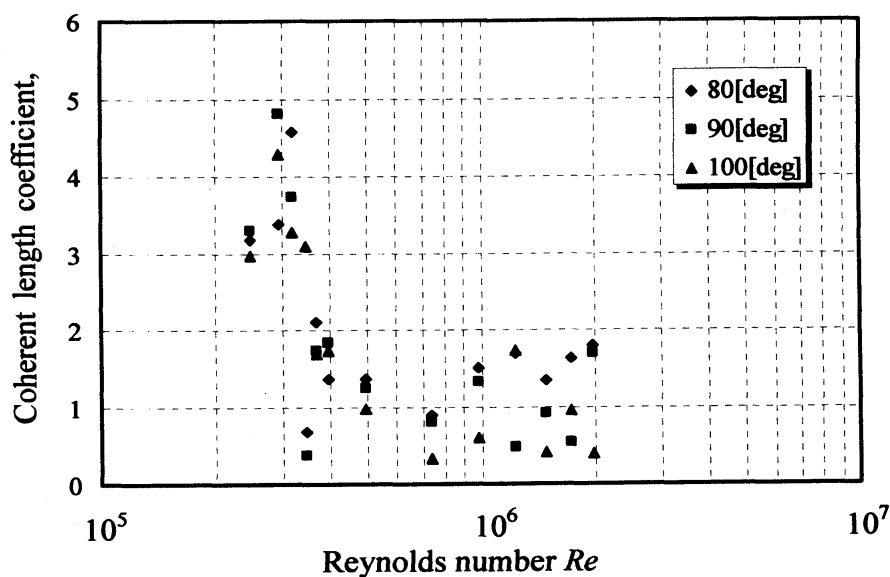


図 8 表面圧力変動の相関長さ

測定された円柱表面の圧力変動と相関長さからエオルス音の予測を試み、図 9 に実験値との比較を示す。ただし、Sub 領域では周波数が低く、マイクロホンの位置を十分遠距離場まで離すことができなかったため、近距離場の影響を考慮している。すなわち、式(13)に近距離場の影響を導入すると、音波長 λ と、音源から測定位置までの距離 x の関係から

$$\overline{p^2(x)} = \frac{{}^2U^6 L \alpha C_{LR}^2 St^2}{16a_0^2 x^2} \left[1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi x} \right)^2 \right] \quad (15)$$

となる[27][30]。

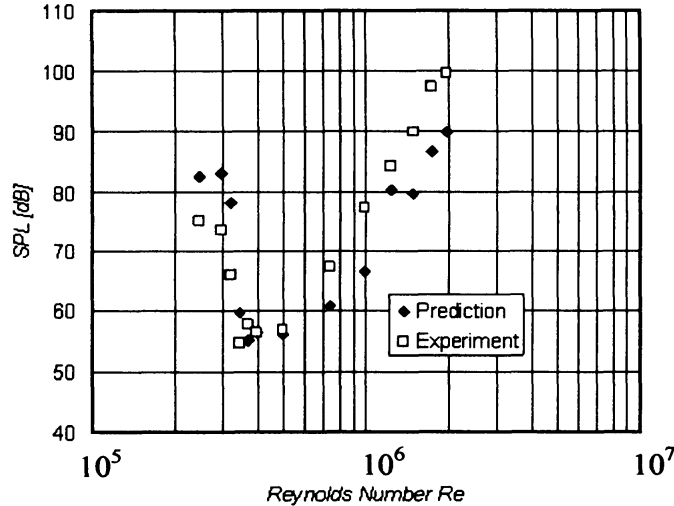


図9 エオルス音の予測値と実験値の比較

図9において Sub 領域では予測は実験値より高めであり, Trans 領域では逆となっており, 一番流れが不安定な Super 領域で予測値と実験値がよく一致しているが, その理由は明確ではない。

4. 低レイノルズ数流れにおけるエオルス音の制御

4.1 傾斜円柱の効果

Sub-critical 領域でのエオルス音の制御は工学的に重要である。円柱を流れに対して傾斜させるとエオルス音が低減することは定性的には知られていた。山田ら [31]は, 円柱傾斜角の影響を実験的に定量化し, 傾斜角が 0°から 5°にかけてピークレベルがやや上昇した後, 15°~20°までは急激に減少するが, それ以上の傾斜はあまり効果がないことを示した。藤田ら[32]は傾斜円柱の表面圧力変動を測定し, 相関長さを測定した結果, 傾斜角をつけることにより相関長さが増加してエオルス音レベルが増加することがあるが, 表面圧力変動レベルの低下に伴ってエオルス音も低下することが判明した。

傾斜円柱については他の実験結果も報告されている。原本ら[33]は, アスペクト比(L/D)の異なる円柱 ($L/D=10, 15, 30$) について実験と数値計算を行い, ピークレベルと St の変化がアスペクト比によって異なることを示した。文献[31]は $L/D=15$, [32]は $L/D=10$ であり, それぞれ[27]の結果とほぼ一致する。文献[33]の $L/D=30$ の場合, 30°程度までの傾斜角ではピークレベルは増加する傾向にある。 $L/D=30$ の場合と, 他の場合が異なるのは, アスペクト比が小さい場合は端板の影響が強いのではないかと考察している。

4.2 断面形状のエオルス音への影響

4.2.1 角柱のエオルス音

山田ら[31]は, 正方形断面角柱の迎え角のエオルス音への影響を実験的に研究した。迎え角 α を図 10 のように定義し, 角柱の流れに対する有効幅 D_e と実効ストロハル数 St_e を式(16) (17) のように定義すると $\alpha=0^\circ$ のとき, 流れは両側面で剥離する。この場合, 図 11(a)のように渦対ができる幅は角柱の 1 辺の長さ D よりかなり大きいので, D を基準とした St_e は図 13 に示す

ように 0.13 程度になる。 α が徐々に増加して行くと、渦の幅は減少し、それに伴って St_e は増加する。 $\alpha=13^\circ$ 程度で、図 11(b) のように剥離流の再付着が起こる。これを境にして St_e の傾向に急激な変化が起こる。 $\alpha>13^\circ$ では図 11(c) のような流れとなり、 St_e はほぼ一定となる。ピークレベルは図 14 に示すように $\alpha=0^\circ$ で最大、再付着が起こる迎角 $\alpha=13^\circ$ で極小となる。

$$St_e = \frac{fD_e}{U} \quad (16)$$

$$D_e = D(|\sin \alpha| + \cos \alpha) \quad (17)$$

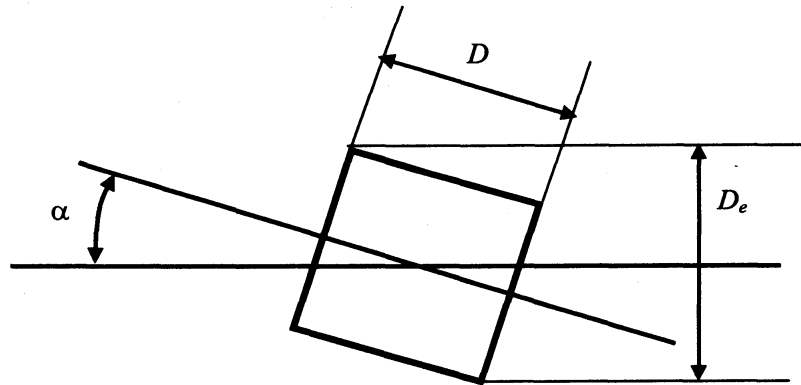


図 10 角柱迎角の定義

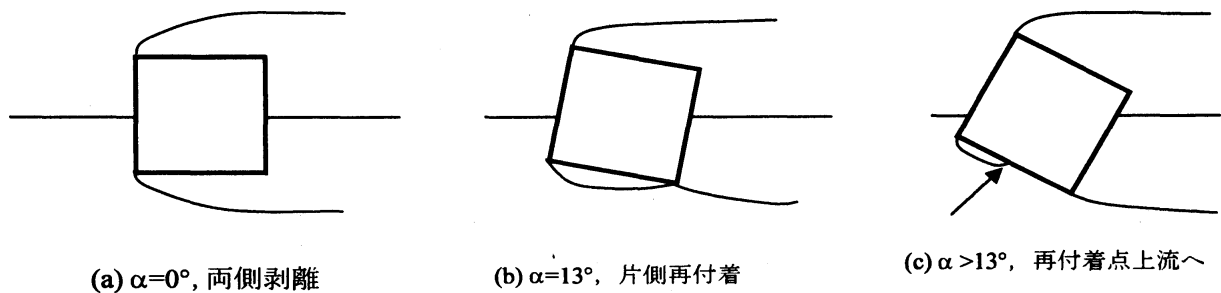


図 11 角柱周りの剥離線の迎角に対する変化

4.2.2 変形断面角柱のエオルス音

藤田ら[34][35]は一辺が 20 mm の角柱の角を丸めた $R=0, 1, 2, 5$ mm の 4 種類および半分が円柱、他の半分が角柱のいわゆる「かまぼこ型」断面柱(HRHS)のエオルス音発生に対する影響を実験的に調べた。図 12 にモデル断面と迎角定義を示す。

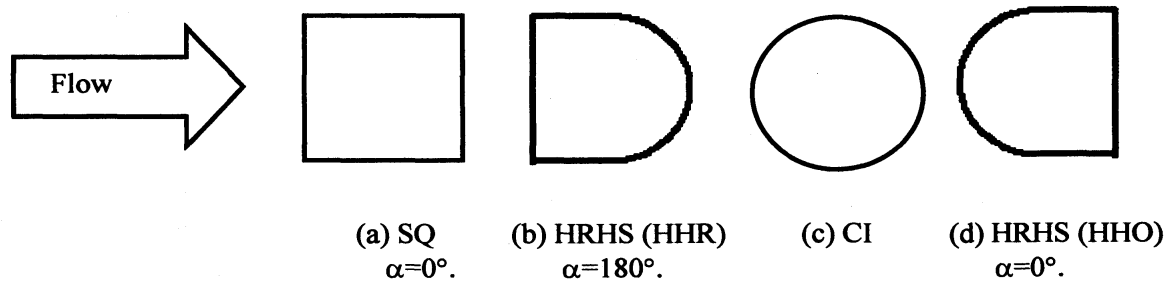


図 12 変形断面モデルの記号と迎角 α の定義

実験は全て主流風速 13.5 m/s で行なわれた。これら 4 種類の変形断面角柱についての St_c とピークレベルを図 13 と 14 にそれぞれ示す。角柱のコーナーに丸みをつけた場合、 $R=5$ mm の場合に顕著な効果が現れている。かまぼこ型では、迎角 0° (円柱断面が流れに正対) のとき、ピークレベルが顕著に低下するが、 180° の場合は角柱とほぼ同じレベルとなる。

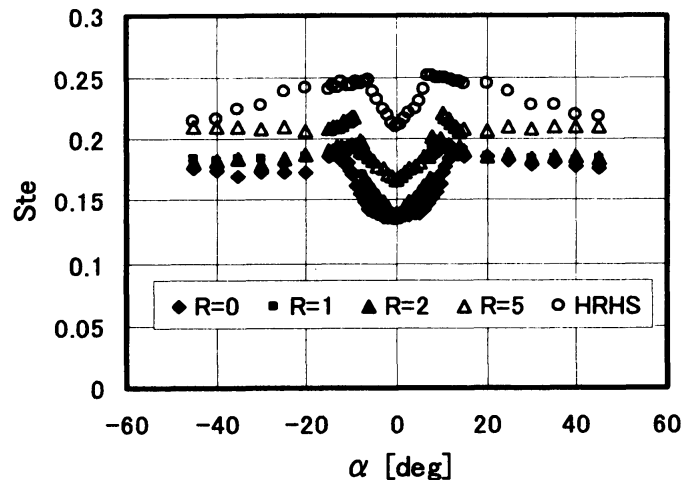


図 13 変形断面モデルの Strouhal 数

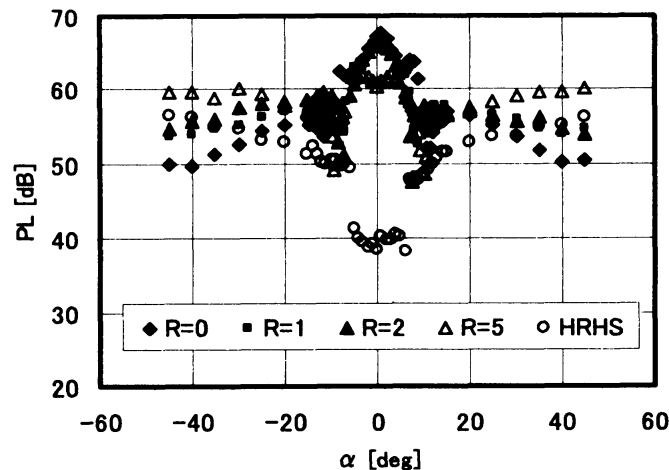


図 14 変形断面モデルのエオルス音ピークレベル

この理由を調べるために、Fujita, et al [35]はモデル後流中のエオルス音周波数における流れの速度変動を詳しく熱線風速計で測定した。図 15 に各モデル放射音のスペクトルを示す。図 16～19 にモデル下流におけるエオルス音周波数での速度変動レベルを示す。

図 16 ($x=11$ mm)では、速度変動レベルは **SQ** で最も高く、**HHR** では若干レベルは低いものの、**SQ** と似た傾向である。**CI** においては速度変動は y 方向にかなり狭い部分に集中しているが、**HHO** においてはほとんど変動が見られない。図 17, 18 と下流に行くに従って **SQ**, **HHR**, **CI** の変動レベルピークは低下し、 y 方向の幅が増加する。しかし **HHO** の変動レベルは逆に増加している。このことは、**HHO** の後流中では、モデル直後には大きな速度変動は存在せず、角柱形状の後部に死水域ができ、外部の主流との間に流れの剪断層ができていられる。この剪断層に速度変動が発生して、下流に行くに従ってそれが増幅されると思われる。更に下流の図 19 ($x=40$ mm)では、**SQ** と **HHR** がほぼ同じに、**HHO** と **CI** がほぼ同じになっている。モデルの十分下流では、速度変動の構造はモデルの前方部分の形状に支

配されていると考えられる。

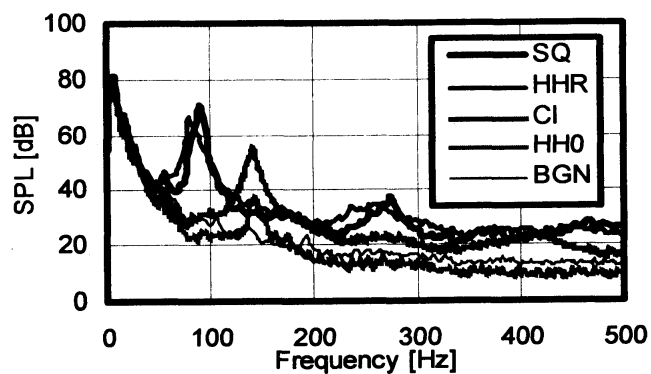


図 15 各モデルのエオルス音ピークレベル

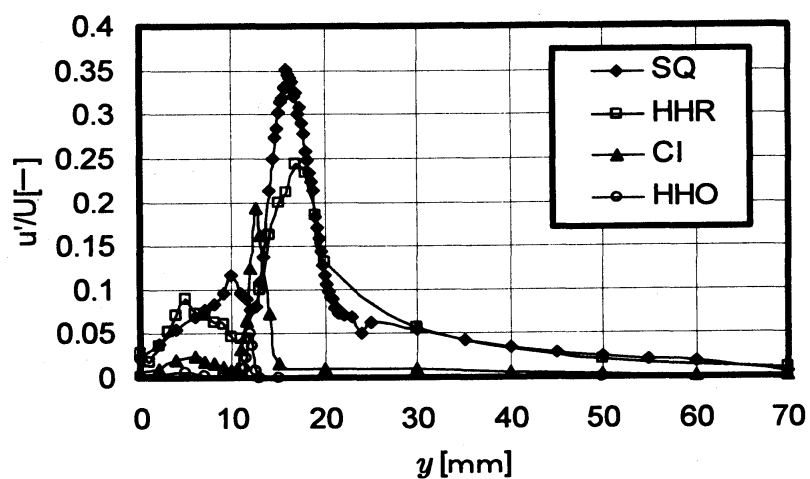


図 16 モデル後流中の速度変動レベル, $x=11$ mm

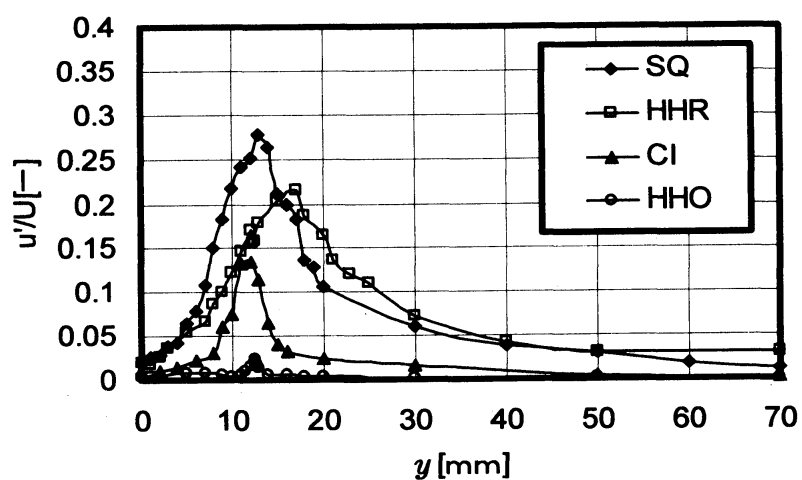


図 17 モデル後流中の速度変動レベル, $x=20$ mm

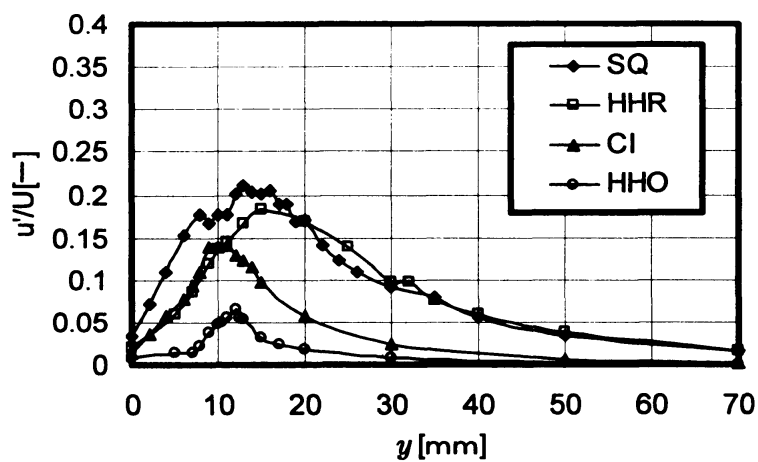


図 18 モデル後流中の速度変動レベル, $x=30$ mm

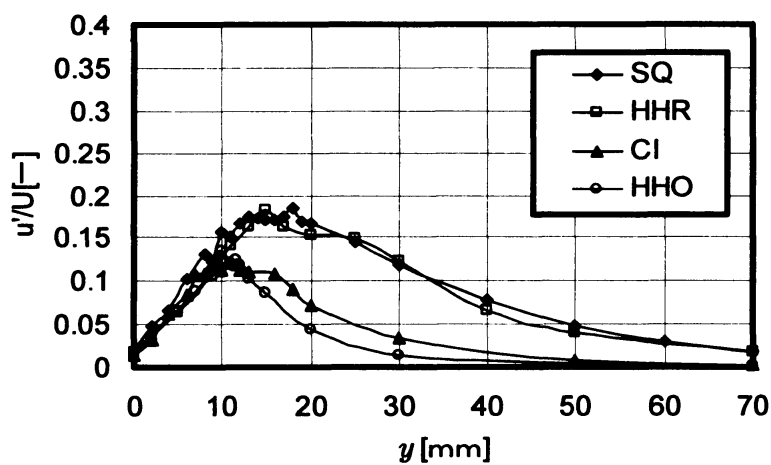


図 19 モデル後流中の速度変動レベル, $x=40$ mm

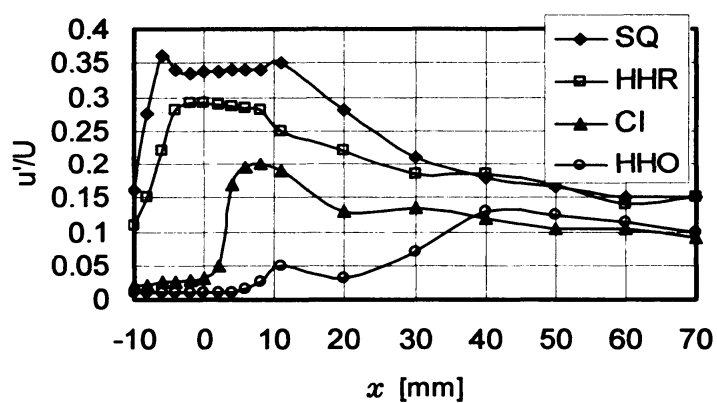


図 20 モデル後流中の速度変動最大レベルの x 方向変化

図 20 は速度変動レベルの y 方向最大値を主流方向 x に対してプロットしたものである。この図からエオルス音のレベルはモデルに近い位置での後流中の速度変動の大きさに支配され

ていると考えられる。

5. おわりに

二次元柱状物体から放出される Karman 渦によって誘起されるエオルス音について、その歴史的発展と最近の筆者の研究について述べた。エオルス音の制御については、スパイラルワイヤーの使用や、円柱を楕円柱断面にすることによる制御法など、種々提案されている[30]。エオルス音の研究は学問的にも、実用的にも興味深いものがあり、流体音響研究の基礎として今後も重要な位置を占めるであろう。

参考文献

- [1] <http://www.jubileeharps.com>
- [2] M. M. Zdravkovich: *Flow around circular cylinders, vol. 1: Fundamentals*, 566-571, Oxford University Press (1997)
- [3] A. Kircher, *Musurgia universalis* (1650)
- [4] A. Kircher, *Phonurgia nova* (1673)
- [5] <http://www.harpmaker.net/windharp.htm>
- [6] V. Strouhal: On one particular way of tone generation (in German), *Annalen der Physik und Chemie* (Leipzig), ser. 3, 5, 216-251 (1878)
- [7] Th. von Kármán: On the mechanism of drag generation on the body moving in fluid (in German), *Nachrichten Gesellschaft Wissenschaften, Göttingen*, Part 1, 509-517 (1911)
- [8] Th. von Kármán: On the mechanism of drag generation on the body moving in fluid (in German), *Nachrichten Gesellschaft Wissenschaften, Göttingen*, Part 2, 547-556 (1912)
- [9] Th. von Karman, *Aerodynamics-Selected topics in the light of their historical development*, Cornell University Press (1954), Reprinted by Dover (1957)
- [10] Lord Rayleigh; *The theory of sound, vol. 2*, 412-414, Macmillan (1896), Reprinted by Dover (1945)
- [11] H. Bénard: Formation of centers of circulation behind a moving obstacle (in French), *Compte Rendus Academie des Sciences*, 147, 839-842 (1908)
- [12] H. Bénard: A 'cinematographic' study of eddies and ripples produced by towed obstacles (in French), *Compte Rendus Academie des Sciences*, 147, 970-972 (1908)
- [13] H. Bénard: On the frequency law of alternate eddies behind an obstacle (in French), *Compte Rendus Academie des Sciences*, 182, 1375-1377-842 (1926)
- [14] L. S. G. Kovasznay: Hot wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers, *Proc. Royal Soc., London*, A198, 174-190 (1949)
- [15] A. Roshko: On the development of turbulent wakes from vortex sheets, *NACA TR 1191* (1954)
- [16] M. J. Lighthill: On sound generated aerodynamically, I General theory, *Proc. Royal Soc., London*, A211, 569-587 (1952)
- [17] N. Curle: The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, *Proc. Royal Soc., London*, A231, 504-514 (1955)
- [18] H. Fujita and L. S. G. Kovasznay: Unsteady lift and radiated sound from a wake cutting airfoil, *AIAA J.*, 12, 1216-1221. (1974)
- [19] O. M. Phillips: The intensity of Aeolian tones, *Journal of Fluid Mechanics*, 1, 607- 624 (1956)

- [20] J. H. Gerrard: An experimental investigation of the oscillating lift and drag of a circular cylinder shedding turbulent vortices, *Journal of Fluid Mechanics*, 11, 244-256 (1961)
- [21] A. Powell: Theory of vortex sound, *JASA* 36, 177 (1964)
- [22] M. S. Howe: *Theory of vortex sound*, Cambridge University Press (2003)
- [23] A. Roshko: Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds numbers, *Journal of Fluid Mechanics*, 10, 345-356 (1961)
- [24] 飯田明由 他 3 名: 空力音の発生機構に関する実験解析 (第 1 報, 円柱表面圧力変動の空間構造について) 機械学会論文集 B61, 4371-4378 (1995)
- [25] 飯田明由 他 3 名: 空力音の発生機構に関する実験解析 (第 2 報, 表面圧力変動と空力音の相互相関について) 機械学会論文集 B62, 4160-4167 (1996)
- [26] 鈴木英明 他 3 名: 臨界レイノルズ数領域におけるエオルス音と円柱表面圧力変動の相関長さ, 機械学会講演論文集 No. 99-1, 495-496 (1999)
- [27] H. Fujita, et al: The Aeolian tone and the surface pressure in high Reynolds number flow, *AIAA paper No. 2002-2002* (2000)
- [28] G. Schewe: On the force fluctuations acting on a circular cylinder in cross-flow from subcritical to transcritical Reynolds numbers, *Journal of Fluid Mechanics*, 133, 265-285 (1983)
- [29] R. H. Schlinker: Vortex noise from non-rotating cylinders and airfoils, *AIAA Paper No. 76-81* (1976)
- [30] 藤田肇, 構造物による流体音の発生, 吉川茂・和田仁編著, 日本音響学会編, *音源の流体音響学*, 第 2 章, コロナ社 (2007)
- [31] 山田彰二 他 4 名: 次元モデルから発生する空力騒音の実験的研究 (第 2 報, 円柱の傾斜角度と角柱の迎え角の発生音への影響) 機械学会論文集 B63, 1974-1979 (1997)
- [32] 藤田肇, 古谷弘: 傾斜円柱のエオルス音と表面圧力変動について, 機械学会講演論文集 No. 99-19, 177-178 (1999)
- [33] 原本誉剛 他 3 名: 傾斜円柱から発生する空力音の実験と数値計算, *音響学会誌* 58-5, 282-288 (2002)
- [34] 藤田肇, 羽吹学: 二次元角柱・円柱から放射されるエオルス音の断面変化による制御, 機械学会流体工学部門 2001 年講演会論文集 G405, CD-ROM (2001)
- [35] H. Fujita, et al: The characteristics of the flow field around two-dimensional cylinders in relation to the Aeolian tone generation, *Proc. INTERNOISE 2006*, CD-ROM (2006)